

# Piéger la lumière pour explorer le monde quantique

Jean-Michel Raimond (jmr@lkb.ens.fr)

Université Pierre et Marie Curie

Laboratoire Kastler Brossel (Collège de France, ENS-PSL Research University, UPMC-Sorbonne Universités, CNRS)  
LKB, Collège de France, 11 place Marcellin Berthelot, 75005 Paris

La lumière a guidé nos premiers pas dans un univers quantique étrange. La compréhension profonde du monde microscopique nous a donné des outils pour explorer encore plus précisément les phénomènes quantiques fondamentaux. Nous pouvons réaliser les expériences de pensée que les « pères fondateurs » proposaient pour comprendre le formalisme quantique. Nous pouvons aussi songer à de nouvelles applications, comme le calcul, la communication et la simulation quantiques.

Dans ce domaine très actif, l'électrodynamique quantique en cavité joue un rôle important. Nous en donnons une brève présentation, illustrée par des expériences récentes fondées sur une mesure presque idéale du nombre de photons dans une cavité.

La lumière, que nous venons de célébrer en 2015, a toujours été au cœur de la science [1]. Les technologies de la lumière, de la lampe à huile à la LED blanche, ont façonné notre société. D'un point de vue plus fondamental, la lumière, par sa nature longtemps mystérieuse, onde ou corpuscules, nous a conduit à renouveler totalement notre compréhension de la Nature en nous aidant à dévoiler le monde quantique [2].

## Le monde quantique

Ce sont en effet les propriétés de la lumière, inexplicables dans un cadre classique, qui ont conduit au début du XX<sup>e</sup> siècle Planck et Einstein à supposer que des quantités qui varient continuellement dans le monde classique, comme l'énergie du champ électromagnétique, puissent prendre des valeurs discrètes, multiples d'un quantum fondamental. La révolution quantique des années

1920-1930 a finalement permis d'unifier les natures ondulatoire et corpusculaire de la lumière. Ce fut au prix d'un renouvellement total de notre vision du monde, qui inclut maintenant les étrangetés quantiques telles que les superpositions d'états, l'intrication (encadré 1) et la non-localité mise en évidence par la situation proposée par Einstein, Podolsky et Rosen (EPR) en 1935 [3]. Avec le résultat fondamentalement aléatoire de la mesure, nous devons même renoncer au déterminisme qui sous-tendait jusque-là les théories physiques.

La physique quantique est si contre-intuitive que, pour établir leur interprétation du formalisme mathématique, les « pères fondateurs » eurent recours à de nombreuses expériences de pensée utilisant souvent la lumière : microscope de Heisenberg illustrant les relations d'incertitude, interféromètre à photon unique (Dirac) pour la dualité onde-corpuscule, boîte à photon de Bohr et Einstein,

>>>

### ► Intrication et décohérence

encadré 1

Un système quantique  $S$  peut être dans une superposition d'états,  $(|1\rangle_S + |2\rangle_S)/\sqrt{2}$ , dans l'état  $|1\rangle_S$  ET dans l'état  $|2\rangle_S$  (nous supposons que  $|1\rangle_S$  et  $|2\rangle_S$  sont orthogonaux). Une mesure d'une observable donnant le résultat 1 (2) pour l'état  $|1\rangle_S$  ( $|2\rangle_S$ ) donne 1 ou 2 avec des probabilités égales. Après interaction avec un autre système  $T$ , l'état final pourra être de la forme  $(|1\rangle_S |1\rangle_T + |2\rangle_S |2\rangle_T)/\sqrt{2}$  (les états de  $T$  étant aussi orthogonaux entre eux), un état maximalelement intriqué. Les mesures sur  $S$  ou  $T$  sont aléatoires, mais donnent toujours le même résultat : elles sont parfaitement corrélées.

La situation EPR repose sur ces corrélations quand  $S$  et  $T$  sont séparés spatialement. Si on ne s'intéresse qu'au système  $S$ , sans rien savoir de  $T$ , son état est un mélange statistique ; il est dans l'état  $|1\rangle_S$  OU dans l'état  $|2\rangle_S$  avec des probabilités égales. La cohérence de la superposition quantique de  $S$  a été perdue dans son intrication avec  $T$ .

La décohérence étend cette discussion au cas où  $T$  est l'environnement de  $S$  (le monde extérieur, simplement). Par leur inévitable interaction,  $S$  et  $T$  s'intriquent et l'état de  $S$  seul, initialement une superposition, évolue vers un mélange statistique : la cohérence quantique se perd dans l'interaction avec l'environnement. Cette perte est d'autant plus rapide que  $S$  est plus gros et les états  $|1\rangle_S$  et  $|2\rangle_S$  plus différents, ce qui explique pourquoi un chat ne peut jamais être mort et vivant à la fois.



stockant la lumière assez longtemps pour qu'on puisse la peser, « chats de Schrödinger », mammifères infortunés mis dans une superposition quantique des états « mort » et « vivant » pour illustrer l'absurdité de la superposition quantique extrapolée à notre échelle.

Cette recherche très fondamentale, mue seulement par la curiosité de quelques-uns, nous a donné les clés du monde microscopique. En a découlé une moisson de résultats théoriques sans précédent, à toutes les échelles, de celle des particules élémentaires à celle du cosmos, et dans tous les domaines de la physique. Elle a aussi conduit à maintes applications qui ont changé notre société. Les circuits intégrés, les communications laser sur fibre optique, les horloges des satellites GPS ou même l'imagerie par résonance magnétique (IRM) sont des résultats directs de notre compréhension quantique de la Nature [4]. Ces exemples illustrent l'impact, initialement imprédictible, de la recherche fondamentale. Ils devraient rester présents à l'esprit de ceux qui décident de la programmation de la recherche.

Ces nouveaux outils nous donnent aussi les moyens d'explorer plus en profondeur le monde quantique. Avec les lasers, les ordinateurs, les supraconducteurs, nous pouvons étudier des systèmes quantiques uniques, bien isolés de leur environnement. Nous pouvons, en quelque sorte, réaliser enfin les expériences de pensée des pères fondateurs. Mais pourquoi s'interroger encore sur une physique quantique tellement couronnée de succès ?

D'abord, le monde quantique mérite d'être, encore et toujours, exploré. Réaliser des expériences qui illustrent directement les postulats fondamentaux nous permettra de mieux les comprendre, de mieux les formuler. Il reste aussi des questions ouvertes, en particulier à la limite entre les mondes quantique et classique. Pourquoi le quantique est-il voilé à notre échelle, pourquoi les superpositions d'états ne sont-elles observables que sur des systèmes microscopiques ? On suspecte que la « décohérence » (encadré 1) est au cœur de cette limitation [5].

Une meilleure maîtrise du quantique conduira aussi à de nouvelles technologies. La communication quantique (distribution de clés cryptographiques et téléportation quantiques), le calcul quantique,

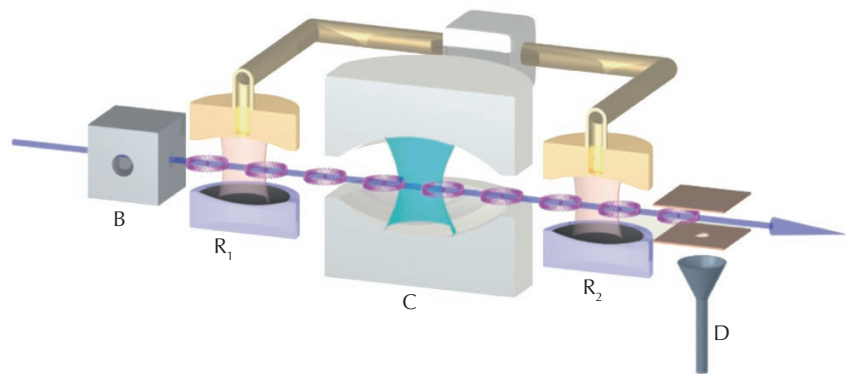
très efficace pour certains problèmes, reposent sur des manipulations complexes de superpositions et d'intrication [6]. Une autre piste intéressante est celle de la simulation quantique. Pour étudier un phénomène de matière condensée complexe, inaccessible à une approche analytique ou numérique, on réalise, avec des atomes refroidis par laser, un système modèle dont les paramètres sont sous contrôle et qui obéit à la même dynamique.

Des centaines d'équipes manipulent donc les états quantiques d'objets très divers : ions piégés, photons, atomes froids, circuits supraconducteurs, oscillateurs mécaniques, boîtes semi-conductrices... L'optique quantique, l'optique au niveau du photon unique, est en première ligne. La lumière continue de nous guider dans l'exploration du quantique.

## Électrodynamique quantique en cavité

L'électrodynamique quantique en cavité (EDQC) [7, 8, 9, 10] est particulièrement florissante. Elle réduit à l'essentiel l'interaction matière-rayonnement en couplant un atome unique avec quelques photons (ou même avec le vide de rayonnement) piégés dans un seul mode d'une cavité, d'un résonateur de très haute qualité. Elle réalise un des modèles quantiques les plus simples, un *spin* 1/2 (l'atome) couplé à un oscillateur harmonique (le mode du champ). Les ions piégés réalisent aussi ce modèle, ce qui explique sans doute l'attribution simultanée du prix Nobel 2012 à D. Wineland (ions piégés) et à S. Haroche (EDQC).

L'histoire de l'EDQC commence en 1946 avec Purcell, qui note que l'émission spontanée d'un atome à deux niveaux



**1. Schéma de principe d'une expérience d'EDQC micro-onde.** Les atomes de Rydberg circulaires (en violet, représentés qualitativement comme une onde stationnaire sur l'orbite circulaire de Bohr) sont préparés en B dans un jet atomique. Ils traversent (à  $\sim 250$  m/s) la cavité Fabry-Perot supraconductrice C et sont finalement détectés en D par ionisation. Les cavités de faible qualité  $R_1$  et  $R_2$ , contenant une micro-onde classique résonnante avec la transition *e-g* (encadré 2), réalisent des transformations de l'état atomique.

### ► Atomes de Rydberg

encadré 2

Il s'agit d'atomes, par exemple alcalins (rubidium), avec l'électron de valence dans un état de grand nombre quantique principal. Pour des nombres quantiques orbital et magnétique maximaux, on parle d'états circulaires. Leur orbitale est un tore localisé au voisinage de l'orbite classique du modèle de Bohr. Elle est très anisotrope et n'est stable qu'en présence d'un petit champ électrique statique directeur, ce qui impose de ne la coupler qu'à des cavités Fabry-Perot ouvertes.

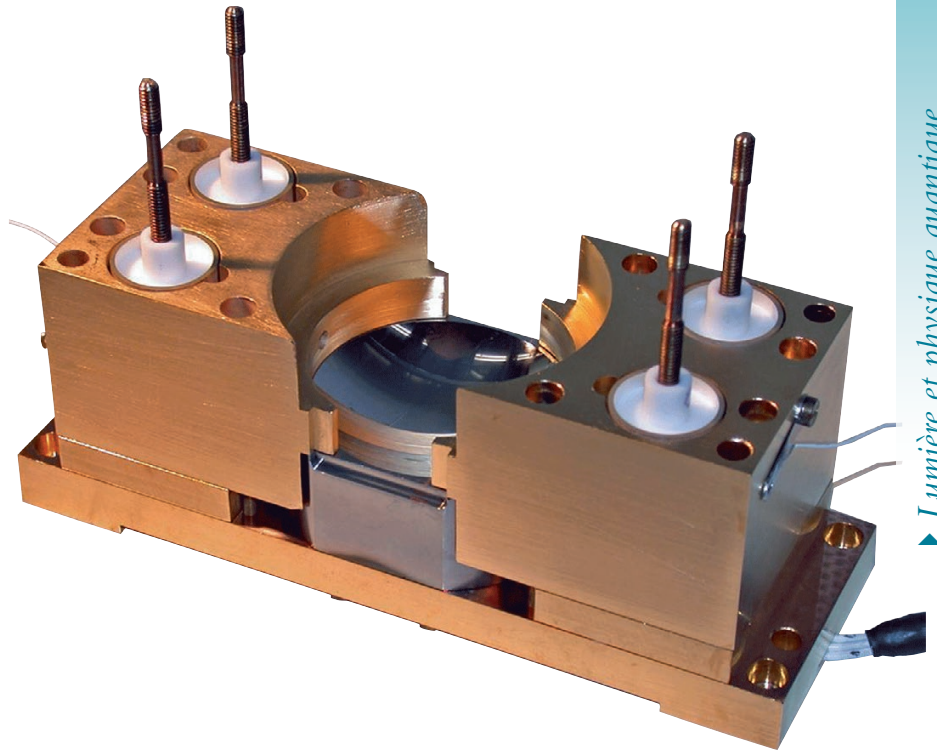
Nous utilisons deux de ces niveaux, *e* et *g*, de nombres quantiques principaux respectifs 51 et 50. Leurs propriétés remarquables sont liées à la très grande taille de l'orbitale (diamètre de  $0,25 \mu\text{m}$ ). La transition à 51 GHz (longueur d'onde 6 mm) de *g* vers *e* réalise un système à deux niveaux presque idéal. Elle est très fortement couplée au rayonnement. Les deux niveaux ont cependant une grande durée de vie (30 ms). Ils sont détectables séparément avec une efficacité proche de l'unité par ionisation dans un champ électrique statique (D, fig. 1).

peut être accélérée en le couplant à une structure résonante. Kleppner, en 1981, propose d'inhiber l'émission en plaçant un atome dans une structure n'ayant aucun mode à la fréquence d'émission. Accélération et inhibition de l'émission spontanée furent observées dans les années 1980, en particulier avec des atomes de Rydberg (encadré 2), dans un régime de couplage faible où l'émission reste irréversible, même si son taux est modifié.

En couplage fort, l'interaction atome-champ domine la relaxation. L'émission spontanée change de nature et devient une oscillation de Rabi réversible (voir l'explication des oscillations de Rabi dans l'article de T. Chanelière, p. 49). L'atome émet un photon qui reste piégé dans la cavité, est à nouveau absorbé, puis réémis. C'est dans ce régime que l'EDQC se prête le mieux à des tests quantiques fondamentaux. Il fut atteint pour la première fois en 1985, avec le « micromaser » de H. Walther. Une cavité micro-onde supraconductrice contient quelques dizaines de photons. Le temps de vie du champ dans la cavité,  $t_c$ , est si grand que le passage, de temps en temps, d'un atome de Rydberg (encadré 2) émetteur suffit à maintenir ce champ.

Le couplage fort a, depuis, été atteint dans d'autres contextes (transitions optiques avec des atomes ou des semi-conducteurs, couplage de circuits et résonateurs supraconducteurs...). Je présenterai ici quelques résultats de l'EDQC micro-onde, héritière directe des expériences sur l'émission spontanée et le micromaser, obtenus dans notre équipe du Laboratoire Kastler Brossel, localisée maintenant au Collège de France.

Ces expériences (fig. 1) couplent des atomes de Rydberg circulaires (encadré 2) à une cavité Fabry-Perot micro-onde C, faite de deux miroirs sphériques face à face. Les miroirs, supraconducteurs, sont des réflecteurs presque parfaits (fig. 2). Le temps de stockage du champ,  $t_c$ , atteint 0,13 s. C'est un temps court à notre échelle, mais très long à l'échelle de celui (40  $\mu$ s) que les atomes mettent à traverser C. De nombreux atomes interagissent avec un photon avant qu'il ne disparaisse. Cette condition sans précédent nous a permis d'observer pour la première fois les sauts quantiques de la lumière, en 2007.



**2. Cavité micro-onde.** Un seul miroir (métal gris, au centre) est présent, l'autre a été enlevé pour la clarté de la photographie. Ces miroirs, réalisés en collaboration avec le CEA (équipe de P. Bosland), sont faits d'un substrat de cuivre sur lequel est déposé du niobium (métal supraconducteur en-dessous de 9,8 K) par pulvérisation cathodique. À 0,8 K, la finesse du Fabry-Perot (nombre de rebondissements du photon avant qu'il ne sorte de la cavité) est de  $4,8 \cdot 10^9$ .

## Voir un photon sans le perdre

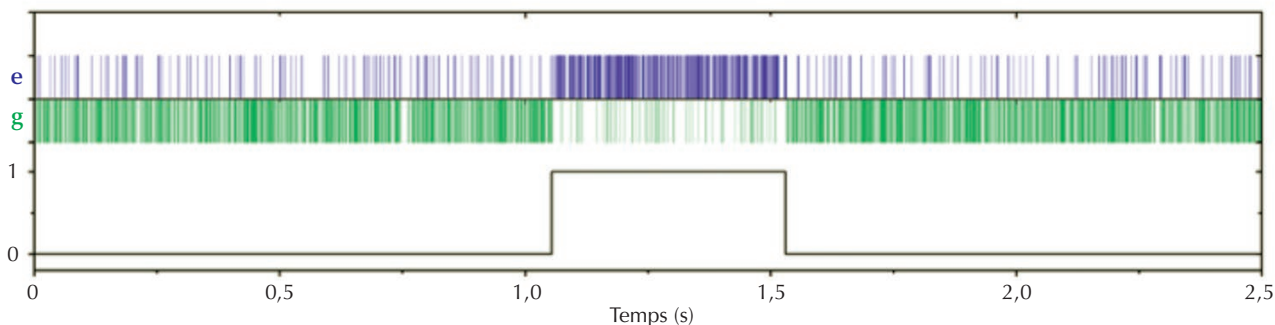
Nous réalisons, en quelque sorte, l'expérience dans laquelle Einstein et Bohr imaginaient de peser un photon dans une boîte, de détecter sa présence sans le perdre. S'il est courant de détecter des photons individuels, la presque totalité des photo-détecteurs les absorbent pour convertir leur énergie en un signal électrique ou électrochimique. Nous savons que le photon était là, mais il n'y est plus et nous sommes réduits à des analyses *post mortem*. Cette destruction n'est pas imposée par la physique quantique : dès les années 1970, Braginsky imaginait des détecteurs « sans démolition quantique », capables de « voir » les photons sans les détruire.

Pour voir le photon dans la cavité micro-onde C sans l'absorber, nous utilisons des atomes dont la fréquence de transition n'est pas exactement celle du champ. L'atome ne peut donc absorber ou émettre un photon, en raison de la conservation de l'énergie. Néanmoins, la fréquence de la transition atomique est déplacée pendant l'interaction, de la même manière que la fréquence d'un atome ordinaire subit un déplacement proportionnel au nombre de photons dans le champ d'un laser intense.

Nous mesurons ce déplacement par la méthode interférométrique des champs séparés de Ramsey, qui est au cœur de toutes les horloges atomiques. Nous préparons l'atome de Rydberg (voir encadré 2) dans la première cavité (zone  $R_1$ , fig. 1), dans une superposition des états  $e$  et  $g$ , avant qu'il n'entre dans la cavité C. La phase de cette superposition est modifiée par le déplacement lumineux. Nous lisons cette modification en mélangeant à nouveau les niveaux dans la zone  $R_2$ . La probabilité finale pour détecter l'atome dans l'état  $e$ ,  $P_e$ , est une fonction sinusoïdale du déphasage accumulé et, donc, du nombre de photons  $n$ . Le très fort couplage des atomes au champ fait que  $P_e$  peut varier notablement pour des nombres de photons différant d'une unité.

La discussion est particulièrement simple quand  $n$  vaut zéro ou un, ce qui est le cas du champ thermique à 0,8 K. Le nombre moyen de photons est 0,05. La probabilité d'en avoir deux présents simultanément est donc négligeable. Nous réglons l'interaction pour que  $P_e$  vaille 0 quand C est vide, 1 quand C contient un photon. L'état de l'atome « lit » alors directement  $n$ .





**3. Naissance, vie et mort d'un photon.** Niveaux atomiques détectés pendant un intervalle de temps de 2,5 s (barre bleue vers le haut pour un atome dans l'état  $e$ , verte vers le bas pour un atome dans l'état  $g$ ). La courbe inférieure donne le nombre de photons déduit d'un vote à la majorité sur quelques atomes consécutifs. Reproduit avec permission de MacMillan publishers Ltd : S. Gleyzes *et al.*, *Nature*, **446** (2007) 297.

>>>

La figure 3 présente une réalisation unique de l'expérience. L'état détecté pendant la première seconde est très majoritairement  $g$  ( $P_e \approx 0$ ), indiquant une cavité vide (les quelques détections dans  $e$  sont dues aux imperfections). Le régime change alors brutalement, les atomes étant presque tous détectés dans l'état  $e$  ( $P_e \approx 1$ ). Ce saut quantique correspond à la naissance d'un unique photon entre deux détections atomiques. Il reste dans la cavité pendant presque une demi seconde. Si le temps de vie moyen d'un photon est le temps de vie classique de l'énergie,  $t_c = 0,13$  s, cela n'interdit pas des vies individuelles plus longues, comme celle observée dans la figure 3 ( $\sim 0,5$  s). Pendant ce temps, ce photon est « vu » par des centaines d'atomes. La mesure est donc bien une mesure sans démolition quantique. Finalement, le photon disparaît dans un nouveau saut quantique.

On observe ensuite une série de sauts quantiques, rapides au début, plus espacés ensuite, qui conduisent progressivement C dans son état fondamental,  $n = 0$ .

Une analyse détaillée montre que la durée de vie moyenne de l'état à  $n$  photons est  $t_c/n$ , d'autant plus courte que  $n$  est grand. On peut y voir un simple effet statistique (plus il y a de photons, plus il est facile d'en prélever un). Mais c'est surtout un effet de l'omniprésente décohérence (encadré 1). Les états avec un nombre de photons parfaitement déterminé, préparés par notre mesure, sont résolument quantiques : ils ont une énergie non nulle, mais des champs électrique et magnétique nuls ! Comme tous les états quantiques, ils sont d'autant plus fragiles qu'ils sont « gros » et que le nombre  $n$  de photons est grand.

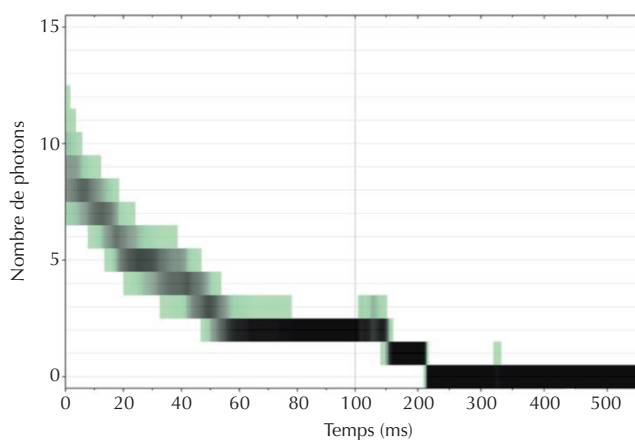
On devine ainsi pourquoi un objet macroscopique ne peut jamais manifester les étranges propriétés du monde quan-

tique, pourquoi un chat ne peut jamais être mort et vivant à la fois. Dans d'autres expériences, nous avons préparé des superpositions mésoscopiques d'états du champ et observé leur décohérence rapide [8]. Nous explorons directement les mécanismes qui confinent le quantique à l'échelle microscopique.

La décohérence est redoutablement efficace. C'est un obstacle formidable sur la route vers les applications des superpositions quantiques au traitement de l'information. Au-delà de la révéler, peut-on songer à la contrecarrer ? C'est ce que se proposent de réaliser les codes correcteurs d'erreur ou les méthodes de rétroaction quantiques. Nous avons réalisé récemment deux expériences de rétroaction quantique dans lesquelles nous stabilisons un état contenant jusqu'à 7 photons, en dépit de sa rapide décohérence. Des atomes apportent à un contrôleur de l'information sur le

## Sauts quantiques et décohérence

Nous pouvons mesurer des nombres  $n$  de photons plus grands que 1 en utilisant la variation sinusoidale de  $P_e$  avec  $n$  pour un réglage différent de l'interaction. La détection d'un seul atome ne suffit pas à déterminer  $n$ , mais on peut le déduire d'une analyse probabiliste fondée sur toutes les détections atomiques. On peut ainsi reconstituer l'évolution du nombre de photons dans une réalisation unique de l'expérience (fig. 4). Initialement, la cavité C contient un état cohérent (produit par une source classique), dont le nombre de photons n'est pas bien défini (valeur moyenne 12). La mesure précise rapidement  $n$  (une valeur devient beaucoup plus probable que les autres).



**4. Sauts quantiques de la lumière.** Distribution de probabilité du nombre de photons dans la cavité (échelle de couleurs) en fonction du temps. Noter le changement d'échelle du temps à 100 ms. Reproduit avec permission de T. Rybarczyk *et al.*, *Phys. Rev. A* **91** (2015) 062116.

nombre de photons. Le contrôleur décide alors de corriger en temps réel ce nombre, par exemple en utilisant des atomes, résonnant avec la cavité et émettant ou absorbant des photons individuels.

Ces premiers pas vers la protection contre la décohérence sont encourageants. Nous nous proposons aussi d'explorer l'ingénierie de réservoir de photons (qui consiste à combattre la décohérence par une décohérence imposée). Pour créer des états non classiques, nous nous proposons aussi d'utiliser des mesures bien choisies, fréquemment répétées, qui permettent de confiner l'état du système dans une région contrôlable de son espace de Hilbert et de diriger, dans cette « dynamique de Zénon », son évolution. Enfin, nous nous proposons de réunir deux des aspects quantiques les plus intrigants avec des états qui soient à la fois des superpositions mésoscopiques, sujettes à la décohérence, et des états non locaux comme dans la situation EPR proposée par Einstein, Podolsky et Rosen (encadré 1).

Les très rapides progrès du contrôle d'états quantiques complexes dans des domaines variés laissent présager des développements spectaculaires, avec des applications dans le domaine de l'information quantique, mais aussi dans celui de la métrologie quantique, les mesures de haute précision étant rendues possibles par la création d'états suffisamment complexes. ■

## Références

- 1• O. Darrigol, *A History of Optics, from Greek Antiquity to the Nineteenth Century*, Oxford Univ. Press (2012).
- 2• P. Miné et J.P. Pharabod, *La redoutable efficacité de la théorie quantique*, Odile Jacob (2014).
- 3• F. Laloë, *Comprenons-nous vraiment la mécanique quantique ?*, CNRS éditions (2011).
- 4• M. Le Bellac, *Le monde quantique*, EDP Sciences (2010).
- 5• W.H. Zurek, *Physics today*, **67** (2014) 50.
- 6• M. Le Bellac, *Introduction à l'information quantique*, Belin (2005).
- 7• J.M. Raimond, M. Brune et S. Haroche, *Rev. Mod. Phys.* **73** (2001) 565.
- 8• S. Haroche et J.M. Raimond, *Exploring the quantum*, Oxford Univ. Press (2006).
- 9• S. Haroche, "Nobel lecture: controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary", *Rev. Mod. Phys.* **85** (2013) 1083.
- 10• [www.cqed.org](http://www.cqed.org)